

УДК 532.5:536.461:537.5

© 1995 г. А. Б. ВАТАЖИН, В. А. ЛИХТЕР, В. А. СЕПП,
В. И. ШУЛЬГИН

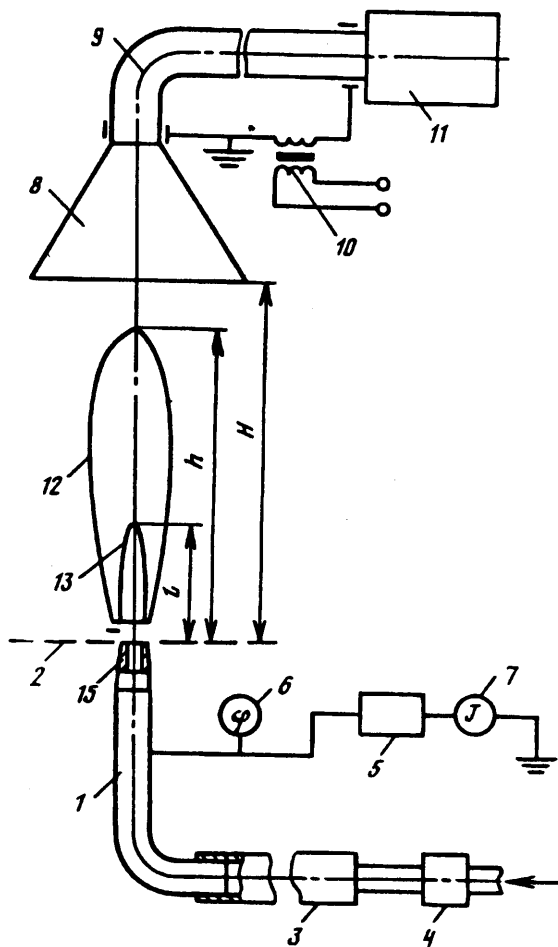
ВЛИЯНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ НА ЭМИССИЮ ОКИСЛОВ АЗОТА И СТРУКТУРУ ДИФфуЗИОННОГО ЛАМИНАРНОГО ПРОПАНОВОГО ПЛАМЕНИ

Проведено экспериментальное исследование влияния электрического поля E на структуру пламени и эмиссию окислов азота NO_x в одиночном ламинарном диффузионном пропановом факеле. Определены вольт-амперные характеристики пламени, его деформация, коэффициент избытка воздуха и эмиссия NO_x при отрицательной и положительной полярности горелки. Продемонстрировано уменьшение эмиссии NO_x (до 30% по индексу эмиссии) в случае отрицательной полярности горелки. Предложена причинно-следственная связь процессов в пламени: наличие в пламени положительно заряженных ионов и частиц сажи; движение ионов в поле E и возникновение индуцированного электрогидродинамического течения, направленного к отрицательно заряженной горелке; задержка и увеличение концентрации частиц сажи в нижней области пламени, что приводит к увеличению излучения частицами сажи и, следовательно, к уменьшению температуры фронта пламени и обусловленному этим уменьшению эмиссии NO_x . Проведен качественный анализ электрогидродинамических аспектов проблемы.

1. Постановка задачи. Снижение эмиссии окислов азота NO_x при горении углеводородных топлив — актуальная задача современной энергетики. В последнее время активно изучается один из аспектов этой проблемы: взаимосвязь между сажеобразованием и эмиссией NO_x в пламенах, в основе которой лежит уменьшение температуры (а следовательно, и эмиссии NO_x) вследствие излучения частиц сажи (см., например, [1]). С другой стороны, в течение нескольких последних десятилетий экспериментально и теоретически исследуется влияние электрического поля E на геометрию и сажеобразование в ламинарных углеводородных пламенах [2—9]. (Указаны только некоторые исследования воздействия на факел постоянного электрического поля. Переменные поля и разрядные явления не рассматриваются.) В связи с этими работами возникает идея использовать поле E для перестройки движения частиц сажи, увеличения времени их пребывания в нижней части факела, вблизи фронта горения, с целью снижения эмиссии NO_x . Причинно-следственная связь этих процессов состоит из следующих элементов.

1. Наличие в пламенах (при отсутствии поля E) вследствие хемоионизации ионов и электронов, которые сосредоточены в слоях около фронта горения. В этих в целом электронейтральных слоях уравниваются конвективные, дрейфовые, диффузионные и химические процессы. В большинстве случаев образуются положительные ионы. К фронту горения примыкают зоны частиц сажи, которые чаще всего также заряжены положительно. Данное положение является известным (см., например, [2—4]).

2. Движение ионов в приложенном поле E и возникновение электрогидродинамического (ЭГД) течения со скоростью 1—5 м/с, сопоставимой со скоростями основного потока в ламинарных пламенах. При отрицательной полярности горелки вблизи нее должно происходить торможение основного потока и возможное появление на периферии факела «встречной» струи, которая может приводить к неустойчивости пламени. Может также возникать ЭГД-неустойчивость пламени.



Фиг. 1

В результате этих эффектов должны изменяться (возрастать) эжекционные свойства факельной струи.

3. Перестройка движения частиц сажи. Направленная вдоль основного потока скорость частиц сажи при отрицательной полярности горелки должна уменьшаться, а на периферии струи частицы сажи могут двигаться к горелке, образуя на ней заметные отложения. В результате объемная плотность частиц сажи и время их пребывания вблизи зоны горения должны возрастать, что вызывает увеличение суммарной излучающей поверхности сажи и, как следствие, уменьшение эмиссии NO_x . При положительной полярности горелки индуцированное ЭГД-течение должно быть направлено в сторону основного потока и не должно приводить к существенной перестройке структуры пламени.

Данная работа посвящена экспериментальной проверке высказанной идеи и некоторым приближенным теоретическим оценкам.

2. Экспериментальная установка и методика измерений. Схема установки показана на фиг. 1. Одиночная газовая горелка 1 со сменными насадками внутренним диаметром d ($d = 0,8$ и $2,0$ мм) устанавливалась вертикально; заподлицо со срезом горелки располагалась металлическая сетка 2 с внешним диаметром $D = 50$ мм, предназначенная для фиксации электрических граничных условий. Горелка вместе с сеткой 2 электрически изолировалась от остальных элементов системы подачи с помощью вакуумного шланга 3 и укреплялась на координатнике с помощью диэлектрической вставки. Общее сопротивление электрической изоляции горелки от земли $R > 10^{11}$ Ом, что обеспечивает при

максимальном рабочем напряжении на горелке $\varphi \sim 10$ кВ величину тока утечки $J < 0,1$ мкА; это значение много меньше измеряемых в эксперименте значений тока пламени.

Система подачи включает в себя комплекс аппаратуры 4 для регулирования и измерения объемного расхода газа, величина которого составляла в экспериментах ~ 1 см³/с.

Высокое напряжение подавалось на горелку от выпрямителя 5 с киловольтметром 6; ток пламени J измерялся микроамперметром 7.

Для измерения концентрации окислов азота в продуктах сгорания использовался приборный комплекс, состоящий из приемной воронки 8 с диаметром входной части 50 мм, трубки 9 для отбора пробы продуктов сгорания, электронагревателя 10 и собственно прибора 11 марки «Платан». С помощью электронагревателя 10 температура трубки поддерживалась на уровне 150° С, что исключало конденсацию паров воды на всем участке от входа в воронку 8 до измерительного прибора 11. Наличие влаги в отбираемой пробе газа недопустимо, так как двуокись азота NO₂ имеет практически неограниченную растворимость, а окись азота NO растворяется в воде в соотношении 1 : 20 по объему. С другой стороны, температура обогрева линии 9 выше 200° С также нежелательна, так как при этом существует возможность частичного разложения двуокиси азота.

Прибор «Платан» предназначен для определения концентрации окиси и двуокиси азота в диапазоне 0—1000 мг/м³ и состоит из нагревательного устройства (конвертера), в котором двуокись азота разлагается на NO и O₂, озонатора и реакционной камеры, в которой отбираемая проба смешивается с подогретым озонном и с помощью фотоэлектрического умножителя (ФЭУ) регистрируется интенсивность излучения при окислении озонном окиси азота. Конструктивные особенности реакционной камеры — охлаждение ФЭУ, пониженное давление (для предотвращения конденсации) и регулировка пробы с помощью звукового сопла — требуют длительного времени (порядка 2,5 ч) для подготовки прибора к работе. После прогрева прибора его показания тестируются с помощью калибровочного газа. Отбор пробы производится с помощью эжектора; объемный расход пробы фиксирован и составляет 5,5 см³/с. Содержание NO₂ в пробе определяется с помощью двух измерений. Первое — при проходе пробы через конвертер, когда регистрируется суммарное содержание NO с учетом разложения NO₂ в конвертере. Второе — минуя конвертер, когда регистрируется истинное содержание NO в пробе. Содержание NO₂ в пробе определяется как разность двух этих измерений.

На основе регистрации содержания NO_x в продуктах сгорания определяются две величины: концентрация с окислов азота в продуктах сгорания (измеряемая в ppm) и индекс эмиссии EI окислов азота, определяемый как отношение расхода NO₂ (в г) к расходу топлива (в кг) и рассчитываемый по формуле

$$EI = 10^{-3}(\mu_2/\mu_s)c(1 + \alpha L)$$

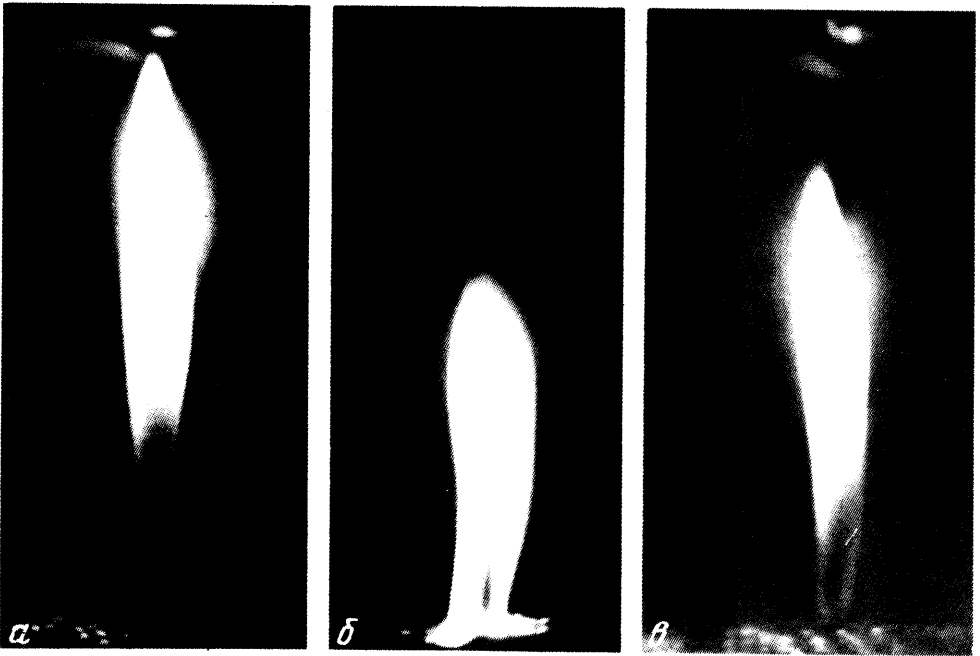
где μ_2 — молекулярный вес NO₂, μ_s — молекулярный вес смеси, α — коэффициент избытка воздуха, $L = 15,8$ — стехиометрический коэффициент. Величина α (и состав смеси) определялась с помощью химического анализа продуктов сгорания.

3. Пропановый факел при отрицательной полярности горелки. Основные эксперименты были проведены на пропановой горелке с диаметром $d = 0,8$ мм. Объемный расход пропана через горелку составлял 1 см³/с и не изменялся в процессе экспериментов с электрическим полем (при этом скорость газа на срезе горелки $v_0 = 2$ м/с). Числа Рейнольдса и Фруда составляли $Re = v_0 d / \nu_0 = 120$; $Fr = v_0^2 / gd = 500$, где ν_0 — коэффициент кинематической вязкости окружающего воздуха, g — ускорение силы тяжести. Согласно приведенным данным, экспериментально изучаемый факел представляет собой затопленный факел с сильным проявлением сил плавучести. Экспериментальная (видимая) длина факела при отсутствии электрического поля E составляет 6 см, что в первом приближении согласуется с полуэмпирическими данными [10].

При горении ламинарного диффузионного факела выделяются следующие характерные области (см. фиг. 1): зоны интенсивного 12 и слабого 13 свечения, а также темная область 14 вблизи основания факела. (Фотографию факела при $E = 0$ см. на фиг. 2, а.) Регистрация изображения производилась с использованием видеоаппаратуры.

При подаче на горелку отрицательного потенциала зафиксировано резкое изменение структуры пламени и его эмиссионных характеристик. Деформация

1 см



Фиг. 2

пламени характеризуется следующими признаками: длина пламени h и длина l слабо светящейся области l_3 уменьшаются, темная область l_4 практически исчезает, ширина пламени вблизи горелки возрастает, пламя «проваливается» через нижний сеточный электрод и на горелке начинается заметное отложение сажи (см. фиг. 2, б; $\varphi = -9$ кВ).

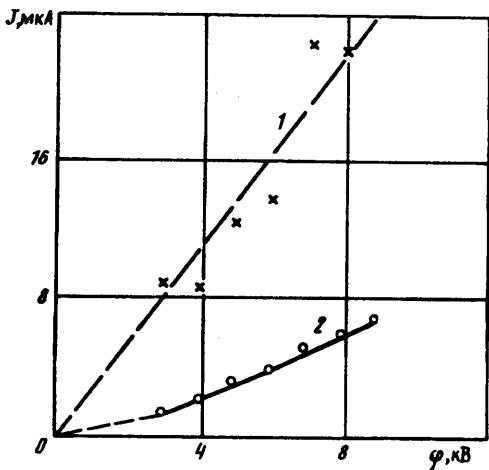
Отмеченные эффекты еще более усиливаются в случае пропанового факела на горелке с большим диаметром $d = 2$ мм. При $|\varphi| > 1,5$ кВ возникают интенсивные пульсации пламени, а при $\varphi = -6$ кВ пламя полностью перестраивается и горение происходит только у нижней сетки с интенсивным осаждением сажи на обеих сторонах сетки. Пульсации пламени устраняются при установке металлического коаксиального с пламенем цилиндра, электрически связанного с нижним сеточным электродом; это связано с тем, что внутри цилиндра электрическое поле $E \approx 0$ и пламя становится таким, как на фиг. 2, а.

Вольт-амперные характеристики для исходной горелки с $d = 0,8$ мм показаны на фиг. 3 (кривая 1 для отрицательной полярности горелки).

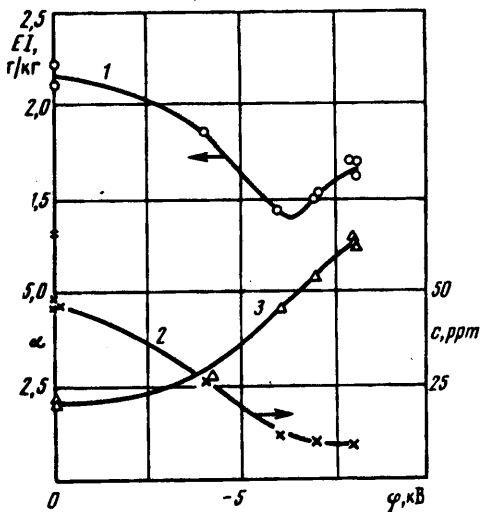
Эмиссионные характеристики пламени для горелки с $d = 0,8$ мм при $\varphi < 0$ показаны на фиг. 4. Здесь кривые 1—3 — изменения индекса эмиссии EI, концентрации c окислов азота и коэффициента α избытка воздуха соответственно. Величина c монотонно убывает с ростом отрицательного потенциала горелки и при $\varphi = -8$ кВ составляет около $1/5$ от своего значения при $\varphi = 0$. Величина EI вначале убывает, достигает минимума (67% первоначального значения), а затем несколько возрастает, что связано с увеличением коэффициента избытка воздуха (см. приведенную выше формулу для EI).

Обратим внимание на интересное обстоятельство: отношение $\Delta c/J$ (где Δc — уменьшение концентрации окислов азота при произвольном φ , а J — ток при этом же значении φ) оказалось практически не зависящим от потенциала φ .

Полученные данные по отдельному изменению концентраций NO и NO₂



Фиг. 3



Фиг. 4

при увеличении отрицательного потенциала ϕ показывают, что при $\phi < 3$ кВ эмиссия NO_2 практически отсутствует, а по мере возрастания ϕ эмиссия NO_2 оказывается сопоставимой с суммарной эмиссией NO_x .

Опишем также следующий интересный эксперимент. Вместо воронки 8 в плоскости ее входного сечения устанавливалась заземленная металлическая сетка высокой прозрачности. При отсутствии электрического поля путем увеличения расхода пропана достигался режим срыва пламени — пламя отрывалось от горелки и стабилизировалось на металлической сетке. При подаче на горелку отрицательного электрического потенциала оказалось возможным ликвидировать срывной режим и вернуть пламя на устье горелки. Режим срыва пламени при $\phi = 0$ и его возвращения на горелку при $\phi < 0$ хорошо повторяем и свидетельствует о широких возможностях управления ламинарным пламенем с помощью электрического поля.

4. Пропановый факел при положительной полярности горелки. При подаче положительного потенциала на горелку «видимое» изменение формы пламени не столь значительно. Тем не менее укажем ряд признаков деформации пламени: темная область 14 практически не изменяется, пламя несколько утоньшается, «просветляется» (т. е. содержит меньшее количество сажи); длина факела при этом остается почти прежней (см. фиг. 2, в).

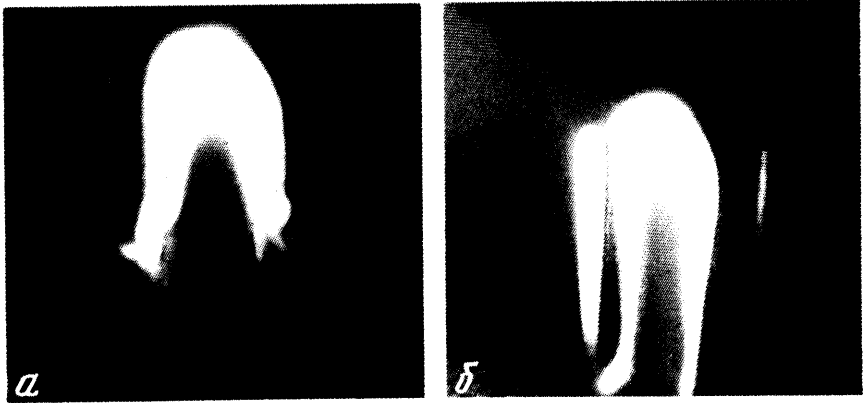
Скорость газодинамического потока в верхней части пламени при положительной полярности горелки значительно возрастает. Этот вывод вытекает из следующего эксперимента. В плоскости «лазерного ножа» на периферии струи фиксировались частицы дыма от расположенной вне струи горячей сигареты. При $\phi > 0$ частицы дыма имеют гораздо большую скорость подъема, чем при $\phi = 0$.

Проведенные при $\phi > 0$ измерения величин α , c и EI показывают, что имеется некоторое уменьшение эмиссии окислов NO_x с ростом ϕ , которое, однако, значительно слабее, чем при отрицательной полярности горелки.

Описанный в разд. 3 режим срыва пламени при $\phi = 0$ ликвидировать путем подачи на горелку положительного потенциала не удастся.

5. Влияние электрического поля на осаждение сажи. С целью усиления осаждения сажи на сетке 2 (см. фиг. 1) устанавливались электрически связанные с ней один или два металлических стержня диаметром 2 мм (различной высоты и на различном расстоянии от устья горелки). При положительной полярности горелки наличие стержней не оказывает влияния на геометрию пламени, осаждение сажи на них (как и при $\phi = 0$) практически отсутствует. Картина резко

1 см



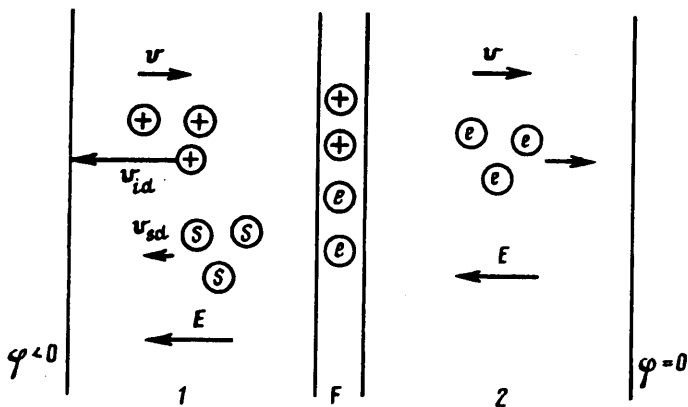
Фиг. 5

изменяется, когда на горелку подается отрицательный потенциал. Если установлен один стержень, то пламя отклоняется в его сторону, полностью охватывает его верхнюю часть и на стержне начинается интенсивное сажеосаждение. Заметим, что осаждение сажи на стержне в виде рыхлых хлопьев, объем которых возрастает к вершине стержня, характеризуется наибольшей интенсивностью при сравнительно малых напряжениях ($\varphi = 2-3$ кВ). Если же установлены два стержня, то в зависимости от их длины l_s , расстояния d_s от оси горелки и потенциала φ возможны самые различные режимы горения пламени. На фиг. 5 приведены фотографии пламени для $l_s = 15$ мм и $d_s = 5$ мм (фиг. 5, а) и для $l_s = 30$ мм и $d_s = 7,5$ мм (фиг. 5, б) при $\varphi = -8,6$ кВ. В первом случае (относительно короткие стержни, близкие к устью горелки) пламя привязывается к вершинам стержней, на которых происходит заметное осаждение сажи. Во втором случае (относительно длинные стержни, удаленные от устья горелки) пламя проваливается между стержнями и характеризуется теми же особенностями, что и при $\varphi < 0$ в отсутствие стержней. Происходит интенсивный разогрев стержней (без «видимого» контакта пламени с ними); при этом, если имеется хотя бы незначительная несимметрия их расположения относительно оси факела, свечение более близкого стержня оказывается гораздо более сильным.

Представленные данные свидетельствуют об интенсивной газодинамической перестройке структуры пламени при наличии электрических сил и о том, что в пламени в основном присутствуют положительно заряженные ионы и положительно заряженные частицы сажи. Продемонстрированные возможности управления сажеобразованием при отрицательной полярности горелки требуют проведения более тщательных физических исследований с регистрацией объемного содержания сажи и температуры пламени.

6. Качественный анализ полученных результатов. Как указывалось в разд. 1, в основе воздействия электрического поля E на пламя лежат электрогазодинамические эффекты. Простейшее объяснение их возникновения состоит в следующем. При $E = 0$ около фронта горения имеется электрически квазинейтральный слой [3], содержащий положительные ионы, электроны и положительно заряженные частицы сажи. Положительными ионами являются CHO^+ , H_3O^+ , C_3H_3^+ и др.

При наложении внешнего поля E носители зарядов выходят из этого слоя и движутся в сторону соответствующих электродов. В результате обмена импульсом между заряженными компонентами и нейтральным газом (несущей средой)



Фиг. 6

возникает индуцированное ЭГД-движение. В результате происходит перестройка всего течения в целом (см., например, [2, 3]).

Проведем качественную оценку этого явления для описанных выше экспериментов. Необходимые для анализа соотношения электрогазодинамики имеют вид

$$j_i = en_i(v + b_i E) \quad (6.1)$$

$$j_s = Qn_s(v + b_s E) \quad (6.2)$$

$$j_e = -en_e(v - b_e E), \quad (b_i, b_s, b_e, e, Q > 0) \quad (6.3)$$

$$\text{div } j = 0, \quad j = j_i + j_s + j_e \quad (6.4)$$

$$f = (en_i + Qn_s - en_e)E \quad (6.5)$$

Здесь индексы $\alpha = i, s, e$ относятся соответственно к положительным ионам, частицам сажи и электронам; j_α, j, v, E и f — векторы плотности электрического тока заряженных компонент, плотности суммарного тока, скорости среды в целом, электрического поля и плотности, действующей на среду объемной электрической силы; b_α и n_α — подвижности заряженных частиц и их объемные концентрации, e — единичный заряд, Q — заряд частицы сажи. (Отрицательные ионы, которые, вообще говоря, могут возникать в потоке, в данном анализе не учитываются.)

Соотношения (6.1) — (6.3) записаны без учета диффузии заряженных частиц, электрохимических и электрокинетических процессов. (Эти процессы существенны только в слое около фронта горения.)

Схема движения заряженных частиц, приблизительно соответствующая отрицательной полярности горелки, показана на фиг. 6. Предполагается, что в области 1 (примыкающей к горелке) имеются положительные ионы и положительно заряженные частицы сажи, движущиеся под действием сносящего потока (скорость v) и электрического поля (скорость дрейфа). В области 2 находятся только электроны. Структурная зона F включает фронт горения и может иметь значительную толщину.

Проведем необходимые оценки. Опираясь на экспериментальные данные, примем

$$j \sim 1 - 10 \text{ мкА/см}^2, \quad E \sim 1 - 1,5 \text{ кВ/см} \quad (6.6)$$

Подвижность положительных ионов по порядку величины примем равной подвижности ионов в воздухе: $b_i \sim 1 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, а для подвижности электронов b_e имеем известную оценку: $b_e/b_i \gg 1$.

Оценим теперь подвижность частиц сажи. Величина b , рассчитывается по формулам [11]

$$b_s = \frac{Q}{6\pi\mu a} \left(1 + 0,86 \frac{l}{a} \right) \quad (a < 10^{-4} \text{ см}) \quad (6.7)$$

$$Q = 3a^2 E_\infty + Da/b_s \quad (6.8)$$

Здесь μ — коэффициент динамической вязкости среды, a — радиус частиц сажи (предполагаемых сферическими), l — длина свободного пробега молекул в окружающей частицу газе, E_∞ — электрическое поле, в котором происходит зарядка частиц сажи вследствие направленного движения ионов, D — коэффициент диффузии ионов. Первый и второй члены в (6.8) соответствуют «индукционной» и диффузионной зарядке частиц. Заметим, что формула (6.8) приближенная: во-первых, производится простое суммирование различных эффектов; во-вторых, считается, что частица получила максимально возможный заряд (когда время «взаимодействия» частицы с ионами стремится к бесконечности). Реальный заряд частицы Q_s должен быть меньше рассчитанного по формуле (6.8).

В расчетах принималось: $E_\infty = 1,5$ кВ/см, $\mu = 5 \cdot 10^{-4}$ г/см · с, $l = 5 \cdot 10^{-5}$ см. Результаты расчетов представлены ниже:

a , см	10^{-7}	10^{-6}	10^{-5}	10^{-4}
$b_s^* (Z = 1)$, см ² /В · с	0,73	$7,5 \cdot 10^{-3}$	$9 \cdot 10^{-5}$	$2,4 \cdot 10^{-6}$
Z	1	7	72,5	10^3
b_s , см ² /В · с	0,69	$5,3 \cdot 10^{-2}$	$6,5 \cdot 10^{-3}$	$2,4 \cdot 10^{-3}$
$v_{sd} = b_s E_\infty$, м/с	11	0,79	0,097	0,036

Здесь b_s^* — подвижность частиц сажи при условии, что на них находится один заряд электрона ($Z = 1$), $Z = Q/e$ — число элементарных зарядов на частице, b_s — подвижность частицы, рассчитанная по формулам (6.7), (6.8), v_{sd} — скорость дрейфа частиц сажи.

Для оценки величин b_s и v_{sd} необходимо выбрать характерный размер частиц сажи. При эволюции дисперсной фазы — частиц сажи (нуклеация, рост частиц, окисление) величина a изменяется от 10 нм до нескольких микрометров. Однако, согласно приведенным выше данным, при выполнении условия $0,1 \text{ мкм} < a < 1 \text{ мкм}$ подвижность частиц сажи является малой величиной по сравнению с подвижностью ионов. Этот вывод справедлив и для случая $a = 0,01 \text{ мкм}$, если дополнительно учесть, что реальная величина $Z < 7$. При такой подвижности скорость дрейфа частиц сажи оказывается значительно меньше характерной скорости среды $v \sim 1 - 3$ м/с вблизи оси пламени. Величина дрейфовой скорости ионов $v_{sd} = b_s E$ при условиях (6.6) составляет 10—15 м/с.

Таким образом, в первом приближении можно принять, что

$$b_s E = v_{sd} < v < v_{sd} = b_s E \quad (6.9)$$

Неравенства записаны относительно характерных значений соответствующих величин. (При проведении дальнейших оценок эти неравенства будут усиливаться.)

Из (6.9) следуют приближенные соотношения

$$j_i \sim en_i b_s E, \quad j_s \sim Qn_s v \quad (6.10)$$

$$j_s \sim k j_i \frac{v}{b_s E} \ll j_i \quad \left(k = \frac{Qn_s}{en_i} \lesssim 1 \right) \quad (6.11)$$

Здесь k — отношение объемных плотностей электрического заряда для дисперсной фазы и ионной компоненты, которое принимается порядка или меньше единицы.

В приближении (6.10) частицы сажи заморожены в газ.

При оценке силы f учтем, что в области l электроны отсутствуют. Используя (6.5) и (6.10), находим

$$f = (en_i + Qn_s) E = en_i E (1 + k) \sim j_i / b_i \sim j / b_i \quad (6.12)$$

Сила f вызывает индуцированное ЭГД-течение с характерной скоростью v' , определяемой из условия, что инерционные члены и сила f в уравнении движения среды имеют одинаковый порядок величины

$$\rho v'^2 / \Delta x \sim f \sim j / b_i \quad (6.13)$$

Здесь ρ — плотность среды, Δx — характерная длина. Принимая $\rho \sim 10^{-3}$ г/см³, $\Delta x \sim 1$ см и используя (6.6), находим $v' \sim 1-3$ м/с. Эта индуцированная скорость сопоставима с основной скоростью среды в ламинарных пламенах.

Сила f , в общем случае не потенциальная, приводит к деформации потока.

Пусть горелка имеет отрицательную полярность. В области l положительные ионы движутся к горелке, сила f направлена против основного потока, струя (факел) становится толще, скорость основного потока уменьшается; на периферии струи, где скорость основного течения мала, может развиваться встречная периферическая струя, вызывающая газодинамическую неустойчивость. Визуально пламя утолщается и «проседает» вблизи горелки. Частицы сажи на периферии струи могут двигаться к горелке вместе с потоком, но возможно дополнительное их движение за счет дрейфовой скорости v_{id} , которая не учитывалась в (6.10). Эта скорость может быть существенной, когда частица сажи находится около поверхности под отрицательным потенциалом (газодинамический поток «обтекает» поверхность, но частицы сажи на ней «оседают»).

В результате «эффективное» время пребывания частиц сажи в области 2 возрастает, что может привести к увеличению их размера, суммарной излучающей поверхности и, как следствие, к уменьшению температуры среды и эмиссии окислов азота.

В области 2 , где движутся электроны, обладающие большой подвижностью, их концентрация относительно мала, индуцированное электрическое поле практически отсутствует. Электрогазодинамическая сила определяется из формул

$$j_e \sim en_e b_e E, \quad j_e = j, \quad f = en_e E \sim j / b_e \quad (6.14)$$

Эта сила по сравнению с силой (6.13) незначительна и не вызывает индуцированного ЭГД-течения.

Если же горелка находится под положительным потенциалом, то в области 2 возникает сила f , направленная вдоль основного потока и приводящая к его ускорению. Этот эффект был экспериментально доказан в разд. 4.

Проведенный качественный анализ весьма приближенный. В нем очень грубо описываются лишь некоторые особенности движения частиц сажи в электрическом поле. В связи со сложностью рассмотрения задачи в целом большое значение приобретает приближенный анализ отдельных аспектов этой проблемы. Ниже, используя работу [3], анализируется эффект возникновения индуцированного электрического поля.

7. Одномерное распределение электрических параметров в модельной задаче. Рассмотрим схему движения заряженных частиц на фиг. 6. Будем считать, что зону F можно заменить поверхностью $x = x^*$, на которой задается концентрация ионов n_i^* ; электроды расположены в сечениях $x = 0$ и $x = X$. Будем рассматривать

только движение положительных ионов в области 1 и электронов в области 2. Система уравнений и граничных условий имеет вид

$$0 < x < x^*: j_i = en_i(v + b_i E) = \text{const}$$

$$\frac{dE}{dx} = 4\pi en_i \quad (v = \text{const} > 0)$$

$$x = x^*: n_i = n_i^*, E(x^* + 0) = E(x^* - 0)$$

$$x^* < x < X: E = E(x^*)$$

Условие непрерывности E при $x = x^*$ следует из предположения, что суммарный электрический заряд зоны F равен нулю. (Она представляет собой «резервуар» положительных ионов и электронов, движущихся, после приложения поля, к соответствующим электродам.) Последнее условие в приведенных соотношениях следует из неравенства $b_i/b_e \gg 1$, согласно которому концентрация электронов в области $x^* < x < X$ незначительна, и индуцированным электрическим полем можно пренебречь.

Из постановки задачи следует, что $E < 0$, $j < 0$.

Решение сформулированной задачи без труда выписывается в квадратурах. Оно зависит от параметров

$$\lambda = \frac{8\pi x^* (en_i^*)^2 b_i}{|j|}, \quad \frac{ven_i^*}{|j|}$$

Числитель в формуле для λ представляет собой гипотетический ток, который протекал бы в промежутке $0 < x < x^*$ при условии, что концентрация ионов в нем равняется n_i^* , а электрическое поле равно индуцированному электрическому полю, создаваемому этой концентрацией ионов. В реальных ситуациях параметр λ является большой величиной. Пусть $x^* = 1$ см, $b_i = 1$ см²/В · с, $n_i^* = 10^{11}$ см⁻³. Тогда $\lambda = 628$; $1,26 \cdot 10^3$ и $6,28 \cdot 10^3$ при $j = 10$, 5 и 1 мкА/см² соответственно.

При больших λ получаем асимптотические формулы

$$\frac{E(0)}{E(x^*)} \sim \lambda^{1/2}, \quad \frac{n_i(0)}{n_i^*} \sim \lambda^{-1/2}, \quad j \approx \frac{9}{4} \frac{b_i}{8\pi (x^*)^3} (\delta\varphi)^2$$

Из этих формул следует, что концентрация ионов в промежутке $0 < x < x^*$ в среднем значительно меньше, чем концентрация n_i^* на фронте горения. В результате этого приведенная расчетная вольт-амперная характеристика в количественном плане согласуется с экспериментальными вольт-амперными характеристиками.

В заключение авторы выражают благодарность А. А. Сорокину за полезное обсуждение данной работы, а также К. Е. Улыбышеву за участие в экспериментах.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Turns S. R., Muhr F. H. Oxides of nitrogen emissions from turbulent jet flames. Pt 1. Fuel effects and flame radiation//Combustion and Flame. 1991. V. 87. № 3/4 P. 319—335.
2. Lawton J., Weinberg F. Electrical aspects of combustion. Oxford: Clarendon Press, 1969.
3. Кидин Н. И., Либрович В. Б. О собственном электрическом поле ламинарного пламени//Физика горения и взрыва. 1974. № 5. С. 696—705.
4. Cool T. A., Tjossem P. J. H. The enhancement of chemi-ionization in hydrocarbon flames by laser excited CH ($A^2 \Delta$) and CH ($B^2 \Sigma$) radicals. Gas-phase chemiluminescence and chemiionization/Ed. Fontijn A. Amsterdam: Elsevier, 1985. P. 105—116.

5. *Kono M., Carleton F. B., Jones A. R., Weinberg F. J.* The effect of nonsteady electric fields on sooting flames//*Combustion and Flame*. 1989. V. 78. № 3—4. P. 357—364.
6. *Mayo P. J., Weinberg F. J.* On the size, charge and number-rate of formation of carbon particles in flames subjected to electric field//*Proc. Roy. Soc. London, Ser. A*. 1970. V. 319. № 1538. P. 351—371.
7. *Wagner H. G.* Soot formation in combustion//17th Int. Symp. on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Inst. 1979. P. 3—19.
8. *Таран Э. Н., Присяков В. Ф.* Влияние электрического поля на спектр излучения и образование сажи при горении//*Структура газовых пламен: Матер. 2-го Междунар. семинара. Ч. 3.* Новосибирск: ПТТИМ, 1988. С. 183—193.
9. *Hardesty D. R., Weinberg F. J.* Electrical control of particulate pollutants from flames//14th Int. Symp. on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Institute, 1973. P. 907—918.
10. *Delichatsios M. A.* Transition from momentum to buoyancy-controlled turbulent jet diffusion flames and flame height relationships//*Comb. Flame*. 1993. V. 92. № 4. P. 349—364.
11. *Ватажин А. Б., Грабовский В. И., Лихтер В. А., Шутьгин В.И.* Электрогазодинамические течения. М.: Наука, 1983. 344 с.

Москва

Поступила в редакцию
31.V.1994